

参赛密码 _____
(由组委会填写)

全国第八届研究生数学建模竞赛

学 校	哈尔滨工业大学	
参赛队号	10213012	
队员姓名	1.	石磊
	2.	高源
	3.	黄俊峰

参赛密码 _____
(由组委会填写)

全国第八届研究生数学建模竞赛



题 目 光子结构猜想的仿真验证

摘 要

本文从龚院士的类氢光子结构模型和北大学者的电磁场粒子模型出发，针对光的干涉、衍射和偏振现象，建立了定量模型并进行了仿真，并提出了新的光子结构猜想。论文主要进行了以下几方面的工作：

1、围绕多个光子同时作用效果如何这个关键问题，先忽略衍射效应影响，进而假设光子通过狭缝出射方向分布均匀，利用多光子总电场按各个光子旋转相位特征进行叠加的模型，得出双缝干涉归一化光强分布。针对单缝衍射讨论，把单缝分成很多各向均匀发射光子的小光源，利用各小光源发出的光子在衍射屏上的叠加干涉，并对距离作夫琅禾费近似，积分得出衍射光强分布。把含衍射的双缝干涉场看成是各个单缝衍射光场的叠加，得出含衍射双缝干涉的归一化光强分布，结果是单缝衍射因子和双缝干涉因子的乘积。与波恩得出的传统结果符合很好，初步验证了猜想的正确性。

2、提出了等效作用的概念。等效后每个光子射向屏上引起的结果是独立的，不再与其它光子相关，进而可以利用蒙特卡罗法对干涉和衍射光学过程仿真，得到的结果与理论结果基本一致，进一步验证了猜想的正确性。

3、提出动态光子层的设想，采用伽尔顿板法，详细地研究了光子入射细缝的过程，将光子入射过程视为与光子层相互作用的过程，很好地解释了光子经过细缝后为什么方向会改变以及光子尺度对干涉衍射效应的问题，并对原有的条纹图样进行了改进。

4、提出了一种谐振子结构的新的光子模型，不仅可以定量的解释干涉衍射现象，同时可以更好地解释光子具有稳定的角动量的现象。

关键词：光子结构 蒙特卡罗 光子层 伽尔顿板 谐振子

1. 引言

光具有波粒二象性，但我们至今还不能同时看到这两个方面。光究竟以粒子还是以波的形式出现，只决定于实验。对光波的内在性质：干涉、衍射、偏振及光子湮灭的解释需要解决三个问题。第一个问题是光通常是按直线前进的，为什么光经过细缝后前进方向会发生改变？为什么必须是光通过很窄的细缝才会使前进方向发生改变？第二个问题是若干个光子同时作用的最终效果如何确定？是否仅取决于光子的个数？第三个问题是光通过偏振片的真实过程是什么？在爱因斯坦之后继续有许多物理学家致力于探索光子波粒二象性的奥秘，我国的龚祖同院士和北京大学的一个学者均提出了光子结构猜想，定性的解释了上述的三个问题，而要证明模型的正确性还应该经过定量计算的检验。如果经过数学模型的仿真，肯定无法得到和大量物理实验相吻合的结果，则可以否定该猜想，如果在一定条件下可以得到和大量物理实验相吻合的结果。因此，对两种猜想进行定量的数学仿真是很有必要的。

2. 问题分析

通过对题目进行分析，我们需要解决以下几个问题：

- 1) 对两种猜想进行分析，基于猜想本身的假设，建立两种猜想的数学模型。
- 2) 基于两种猜想的数学模型，针对光的衍射、双缝干涉问题进行计算仿真，得到干涉衍射中图样的强度分布，以及各个参数对图样的影响，将得到的结果与波恩的强度近似公式作对比，进而验证模型正确与否。
- 3) 提出新的光子结构猜想，并基于该猜想，对光的干涉、衍射过程进行解释。

3. 模型假设

我们的假设如下：

- 1) 假设光源为理想光源，在经过细缝前，各个光子的相位、频率、偏振方向等参数完全相同；
- 2) 假设光子与屏及缝壁碰撞时能量不损失；
- 3) 假设光子之间只有发生碰撞时才有相互作用，不发生接触碰撞时各个光子独立运动，无相互作用力。
- 4) 假设缝壁形状的凹凸不平是随机的，光子被反射后随机地射向各个方向。

4. 符号的定义与说明

部分符号说明，其余符号定义见正文：

D：细缝与光屏的距离；

d：两双缝之间的距离；

a：单缝的宽度；

x：屏上的位置；

P_0 ：屏上正对缝中心的位置。

5. 整体求解思路

该题的核心是要解决两大问题，一是如何用数学模型来描述题中的猜想，二是如何利用得到的数学模型定量的得到干涉衍射的图样形式。

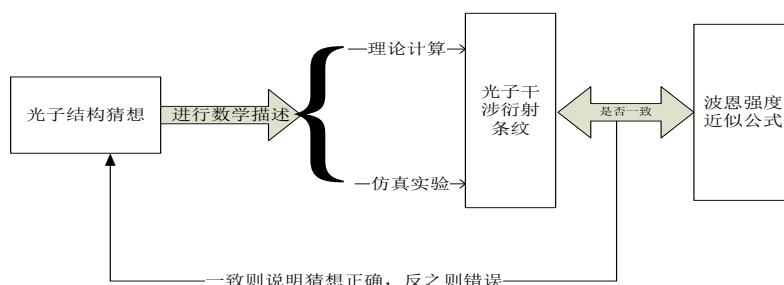


图 1 整体求解思路

6. 模型的建立和求解

6. 1 两种猜想进一步分析

龚祖同院士根据仿生遗传学猜想, 光子并非是一个质点, 而是由一个以正电荷为核心以具有相同质量和电荷的负电荷为卫星的类氢结构, 称为光微子。在光微子中, 因负电荷绕正电荷转动, 光微子本身即带有电磁场, 电场在空间是以螺旋线前进的, 投影在一个与前进方向平行的平面上即成为正弦曲线, 磁场方向与电场 E 垂直, 两者均在垂直于光传播方向的平面内, 满足波印廷定理。由于负电荷围绕正电荷旋转, 并以光速前进, 根据基本电磁知识, 这会产生旋转的电场和磁场。负电荷绕正电荷旋转可以有两种方向, 对应于第二种猜想的右旋光子或者左旋光子, 旋转得到不同位置代表不同的相位。因此, 龚祖同院士的猜想也可以等效看为一种旋转的电磁场。可以利用和猜想二相同的数学形式对光子进行描述。因此, 只要对猜想二进行验证即可。

猜想二中的光子结构主要有以下特点:

1) 每一个光子是一个一定尺寸大小的旋转电磁场, 并以光速 c 直线前进, 电磁场与前进方向满足波印廷定理。电磁场旋转的频率与光子震荡的频率相等;

2) 单个光子只有左旋光子、右旋光子两种。一个左旋光子与一个右旋光子可以组成一个线性偏振光子对。

3) 电场在 x 方向的投影或磁场在 y 方向的投影决定了光子的相位。

基于该猜想的特点, 下文主要对干涉衍射过程进行分析。

6.2 只考虑干涉效应的简易双缝干涉模型

6.2.1 问题分析

题中两种猜想的光子结构均可以看作是粒子性质的一种旋转电磁场, 旋转得到不同的位置代表粒子不同的相位, 并有左旋和右旋两种状态。在双缝干涉过程主要需要解决以下两个问题:

1) 光子在经过双缝后射向各个方向的概率是如何分布的;

2) 在屏上某一位置 P 处, 分别由两条缝射向 P 的光子是如何加强和相消的。

解决了上述两个问题, 即可以得到干涉的光强分布形式。

6.2.2 模型假设

1) 假设光子在经过双缝后射向空间中各个单位立体角内的概率是相等的。如图所示, 因为在光子尺度下, 双缝已不能看成是一平面, 而是完全凹凸不平的曲面, 总有一些光子被双缝两壁来回反射, 形成光子层, 光子经过双缝两壁和光子层的反射最终射向屏时, 方向是随机的, 因而射向各个立体角内的概率可以认为是相等的;

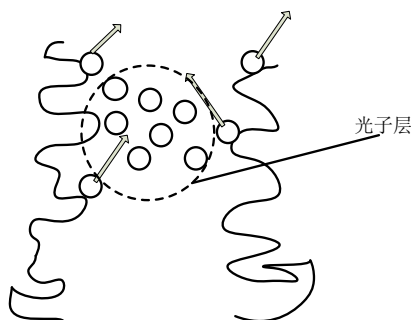


图 2 入射光子的碰撞示意图

2) 假设细缝为理想的细缝，即不考虑细缝的宽度，从而从同一条细缝中射出的光子到达屏上同一点时相位相同，不产生衍射现象。

6.2.3 模型建立

6.2.3.1 双缝干涉过程的理论计算

由假设知，光子射向各个方向单位立体角内的概率均相等，立体角的定义为：以立体锥角的顶点为球心，作一半径为 R 的球面，用此锥角在球面上所截微元面积 dS ，除以半径 R 的平方，来表示此立体角元的大小：

$$d\omega = \frac{dS}{R^2} \quad (1)$$

因此，对于屏上相同大小的面元 dS ，接收到光子的数目与 R^2 成反比。

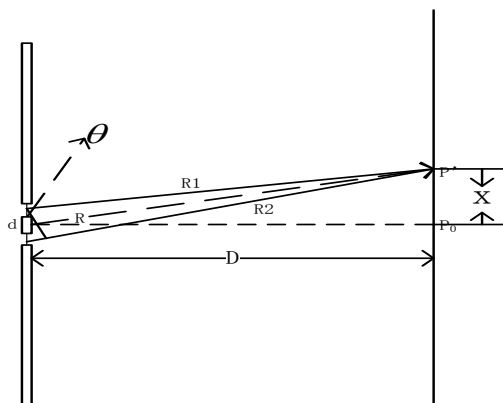


图 3 双缝干涉实验装置图

如图 3 所示，由于双缝之间的距离 d 相对于双缝距屏的距离 D 很小，因此 R_1 与 R_2 的差值相差不大，则 P_0 处的面积微元对应的半径 R 等于 D ， P' 处的对应的半径可近似为 R ， P' 相对于 P_0 的位置为 x 。设 P_0 处的单位面积上接收到得光子数为 n_0 ， P' 处的单位面积上接收到得光子数为 $n(x)$ ，则有：

$$n(x) = \frac{n_0 D^2}{(D^2 + x^2)} \quad (2)$$

且由于 R_1 与 R_2 相差很小，则由两缝到达 P' 点处的光子数可视为相同，均为 $n(x)/2$ 。

根据题中猜想模型，可知每个光子是一个旋转的电磁场，旋转电磁场的空间指向由位相来表示。假设光子全是右旋光子（左旋光子分析与右旋光子相同，线偏振光分析则由二者合成），每个光子的电场，具有平面波方程的形式，可表示为：

$$\vec{E} = E_0 \exp[i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)] \quad (3)$$

其中 ω 为光子旋转运动的角速度， \mathbf{k} 为光子沿运动方向前进单位长度时光子旋转的周数。设由两缝到达 \mathbf{P}' 点的单个光子对应的方程分别为：

$$\vec{E}_1 = E_1 \exp[i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_1 - \omega t)] \quad (4)$$

$$\vec{E}_2 = E_2 \exp[i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_2 - \omega t)] \quad (5)$$

且两者的数目均为 $n(x)/2$ ，则 \mathbf{P}' 点处的合成电场为 $n(x)$ 个光子方程的和，可表示为：

$$\vec{E}_{P'} = \frac{n(x)}{2} E_1 \exp[i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_1 - \omega t)] + \frac{n(x)}{2} E_2 \exp[i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_2 - \omega t)] = \frac{n(x)}{2} (E_1 \exp[i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_1 - \omega t)] + E_2 \exp[i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_2 - \omega t)]) \quad (6)$$

由于各个光子的振幅相同，即有 $E_1 = E_2$ ，将 e 指数化为余弦函数的形式，则式 (6) 可以化为^[1]：

$$\begin{aligned} \vec{E}_{P'} &= \frac{n(x)}{2} * 2E_1 \cos\left(\frac{k(r_1 - r_2)}{2}\right) \cos\left(\omega t - \frac{k(r_1 + r_2)}{2}\right) \\ &= n(x)E_1 \cos\left(\frac{k(r_1 - r_2)}{2}\right) \cos\left(\omega t - \frac{k(r_1 + r_2)}{2}\right) \end{aligned} \quad (7)$$

得光场的复振幅为：

$$\tilde{E}_{P'} = n(x)E_1 \cos\left(\frac{k(r_1 - r_2)}{2}\right) \quad (8)$$

由此，可得 \mathbf{P}' 点的光强为：

$$I_{P'} = n^2(x)I_0 \cos^2 \frac{\varphi}{2} \quad (9)$$

其中 $\varphi = k(r_2 - r_1)$ ，对于相位差 φ ，由于干涉角 θ 角很小，可以认为有：

$$\varphi = k(r_2 - r_1) = k * d \sin \theta = k * d * \frac{x}{D} \quad (10)$$

又 \mathbf{P}_0 处的相位差为 0，则 \mathbf{P}_0 处的光强为

$$I_{P_0} = n_0^2 I_0 \quad (11)$$

联立式 (9) (10) (11)，得 \mathbf{P}' 点的相对光强为：

$$I(x) = \frac{I_{P'}}{I_{P_0}} = \frac{n^2(x)I_0 \cos^2 \frac{\varphi}{2}}{n_0^2 I_0} = \left(\frac{D^2}{(D^2 + x^2)} \right)^2 \cos^2 \left(k * d * \frac{x}{2D} \right) \quad (12)$$

至此，我们即得到了双缝干涉光图样的光强空间分布形式。
干涉的图样特性：

当 $\varphi = k * d * \frac{x}{D} = \pi(2n+1)$ (n 为整数), 即 $x = \frac{\pi(2n+1)D}{kd} = \frac{(2n+1)D}{2d} \lambda$ 时, $I(x) = 0$, 此时为暗条纹;

$$\text{当 } \varphi = k * d * \frac{x}{D} = 2n\pi \text{ (} n \text{ 为整数), 即 } x = \frac{\pi 2D}{kd} \frac{D}{d} \lambda \text{ 时, } I(x) = \left(\frac{D^2}{(D^2 + x^2)} \right)^2,$$

此时为亮条纹, 条纹间距为 $\varepsilon = \Delta x = \frac{D}{d} \lambda$ 。

当 x 比较大, 相当于屏延伸到无限远处时, 亮条纹处 $I(x)$ 趋近于零, 因此在无限远处无法观察到干涉的条纹图样。当 x 比较小, 一般为 mm 量级, 由于 D 为 m 的量级, 因此在 P_0 附近的亮条纹相对光强 $I(x)$ 近似为 1。

下面用 matlab 编程来进行验证, 并得到干涉的图样形式。

设入射的光子的波长 (即电磁场旋转一周光子所走的距离) λ 为 632.8nm, 双缝间距分别为 2mm 和 1mm 时, 狭缝与屏的距离 D 为 2m, 代入方程 (12) 中, 得到的干涉光强分布形式, 空间分布如图 4 所示。

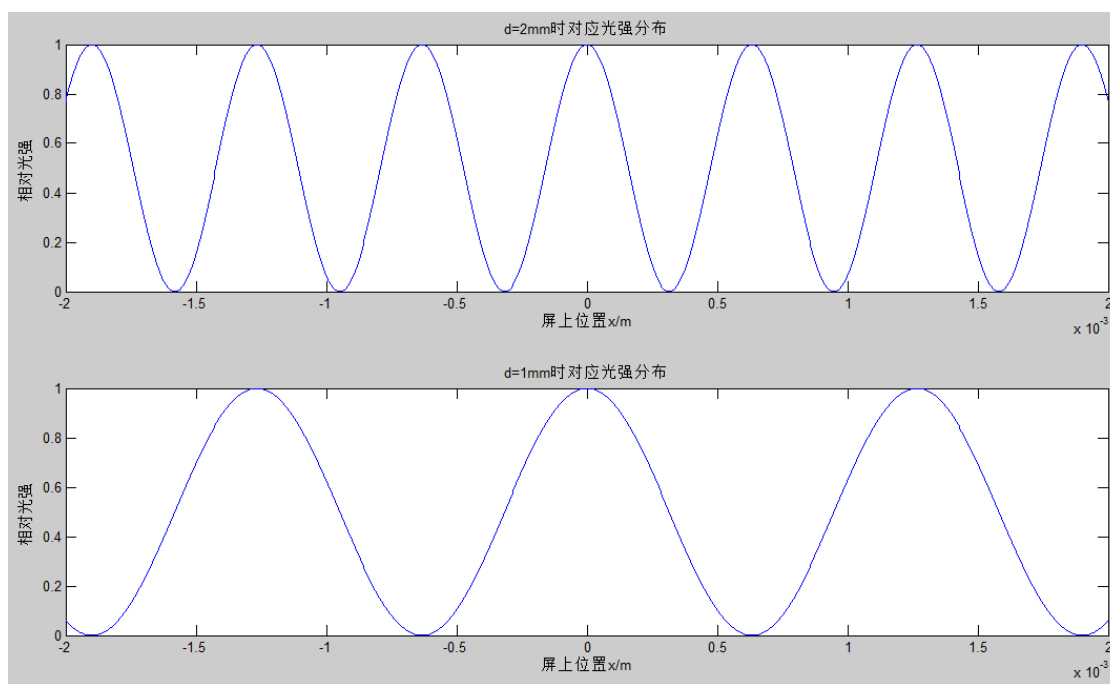


图 4 双缝干涉的相对光强分布

从图 4 中可以看到, 由题中光子模型得到的干涉图样为光强周期变化的亮暗条纹, 且亮暗条纹的位置与波恩强度近似公式^[2]得到的归一化干涉函数的图样基本一致, 对应于 $N=2$ 的情况, 定量地验证了题目中所猜想的光子模型在解释双缝干涉时的可行性。且双缝间距 d 越小, 条纹间距越大, 两者成反比关系。

将各点的光强转化为灰度, 针对 $d=2\text{mm}$ 的情况, 在 matlab 中用 image 命令画出的不同位置的干涉条纹的分布如图 5 所示。

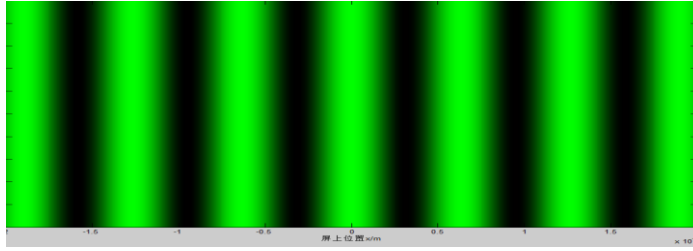


图 5 双缝干涉图样

6.2.3.2 光子通过双缝等效干涉过程的蒙特卡罗仿真

蒙特卡罗法是一种应用广泛的系统模拟技术,可以模拟自然界中的物理过程,产生于 40 年代,也称为统计模拟方法或随机采样技术,其最大的优点是收敛速度和问题无关,适应性强。不仅适用于处理随机性问题,也可以处理确定性问题。蒙特卡罗法的基本原理是利用各种不同分布随机变量的抽样序列模拟实际系统的概率统计模拟模型^[3]。

双缝干涉是大量光子随机运动的统计结果,运用蒙特卡罗方法可以模拟大量光子一个个的通过双缝,最终在随机出现在屏上形成一定的干涉图样的过程。

我们这里主要仿真的对象是在 P_0 点附近 (x 比较小) 的干涉图样。由前文的分析知,当 x 比较小时,到达屏上不同位置的光子数是大致相等的,即对于某一个具体光子来说,通过双缝以后,其到达屏上各点的概率是相等的,在某一点处不同位相的光子会进行叠加最终形成衍射条纹。

设一个光子通过双缝打到屏上的过程为一次模拟实验,则下一次实验打到同一点处的具有一定位相的光子会影响上一次实验打在该点处光子形成的干涉图样,每次模拟实验并不是独立的,因此无法采用蒙特卡罗方法进行模拟。为了消除各次模拟实验之间的相互影响,使各次的模拟实验结果独立,需要对光子的干涉过程进行等效,将有相位的光子相互作用结果等效为无相位光子的数目问题。

光子干涉过程的等效:

由题中模型知,当两光子位相相同时,两光子相干加强,相当于有 4 个光子存在。而当两光子位相相反时,两光子会发生湮灭,相当于该位置处未有光子存在。假设原本单位面积上的光子数为 n ,则等效后亮条纹处单位面积内的等效光子数为 $2n$,暗条纹处的等效的光子数为 0,暗条纹与亮条纹之间单位的光子数为 $2n \cos \beta$, $0 < \beta < \frac{\pi}{2}$ 。分布如图 6 所示:

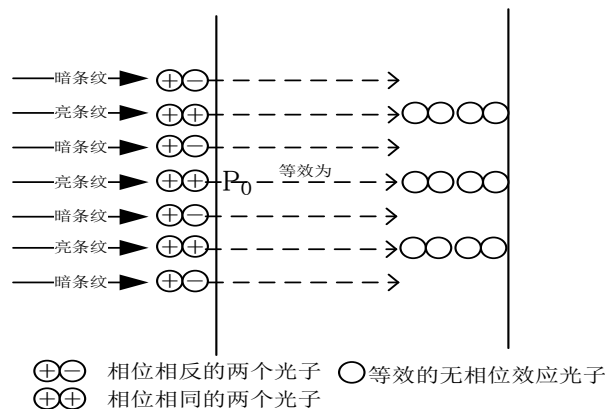


图 6 光子干涉过程的等效

通过这种等效,将原本各个位置处光子数目相同,但相位不同导致光强不同的问题,

巧妙地等效为各个位置处光子数目的不同而导致光强不同。而对于无相位的光子，光子的数目则与光强成正比，即某一光子经过双缝后到达各个位置处的概率则与该处的相对光强成正比，在此基础上，结合相对光强的表达式，即可进行蒙特卡罗模拟实验。

Matlab 中实现该蒙特卡罗仿真过程主要由以下几步完成：

使用 `rand` 命令产生随机数 x 分布在 $[-0.002, 0.002]$ m 之间，代表由狭缝射出的光子打在屏上该位置范围内的随机位置。

由于 x 处的光子数与光强成正比，利用式（12）中的相对光强表达式，使用 `round` 命令将光强转化为光子数。

用 `rand` 命令生成在 $[0, 1]$ 范围内的随机数，表示在 x 处的光子在纵轴方向的随机分布。

使用 `plot` 函数画出光点，并循环得到干涉图样。

实验模拟点数分别设定为 10、100、1000、2000 时，其模拟结果如图 7 所示。

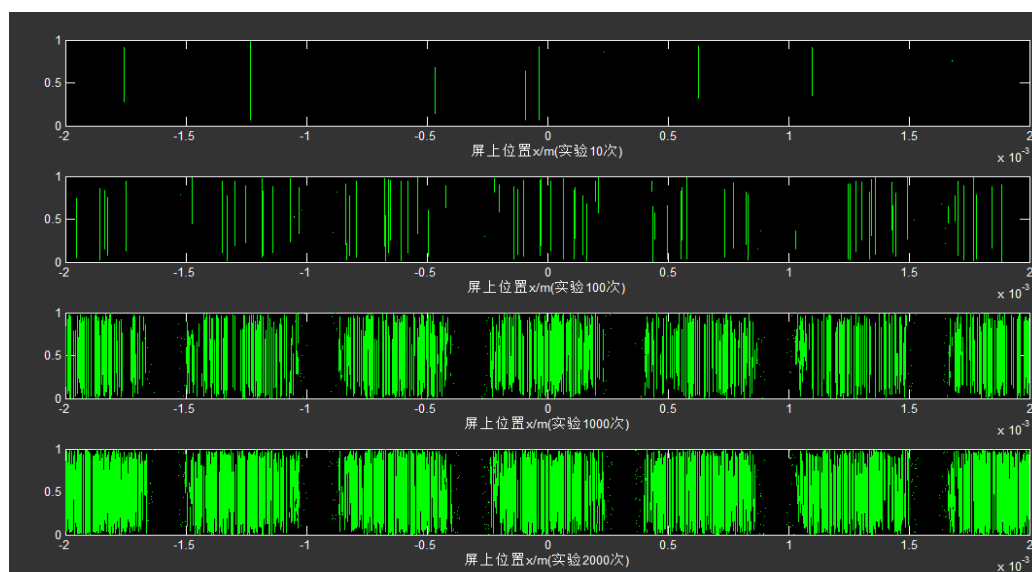


图 7 蒙特卡罗实验图样

可以看出，当实验次数较少，分别为 10 和 100 时，光的干涉现象不明显，当实验次数增多到 1000 以上时，可以看到较为理想的干涉图样，与理论的衍射图样较为一致。因此，进一步验证了题中猜想模型解释干涉问题的正确性。

6.2.4 结论分析

上述干涉模型从题中的猜想出发，将光子视为一个有位相的旋转电磁场，并将其用平面波方程来描述，对屏上任意一点 P' 进行分析，在假设光子经双缝壁和光子层的碰撞后射向屏上各个方向概率相等的前提下，计算得到了屏上的衍射图样以及图样形状和双缝间距、缝与屏距离之间的关系，与波恩的强度近似公式得到的归一化干涉函数的图样基本一致。并利用蒙特卡罗法进行随机实验，得到的干涉图样与理论计算的结果同样一致，由此定量验证了猜想模型在解决干涉问题上的正确性。

6.2.5 模型不足分析：

本模型并未考虑到双缝各自的衍射效应，而是将每条缝看成是理想的线光源，由此得到的在 P_0 附近的亮条纹光强大致相同，这显然是不合理的。

对于入射光子与双缝壁及光子层的作用过程，并未进行详细的研究，只是定性说明入射光子被碰撞后射向各个屏上各个方向的概率是相等的，不够精确。

后文中将针对以上两点不足进行改进。

6.3 单缝衍射模型

6.3.1 模型建立

如图 8 所示，将单缝平均分成 N 份，每份的宽度为 dl ，由于缝宽 a 与 D 相比很小，因此 R_1 与 R_2 的大小大致相等，由式 (2) 可知，光子由每一份 dl 到达 P' 点的概率相等，即 P' 处的光子数来自于每一份 dl 的数目相等，设单位长度的细缝到达 P' 点得光子数为 n 。

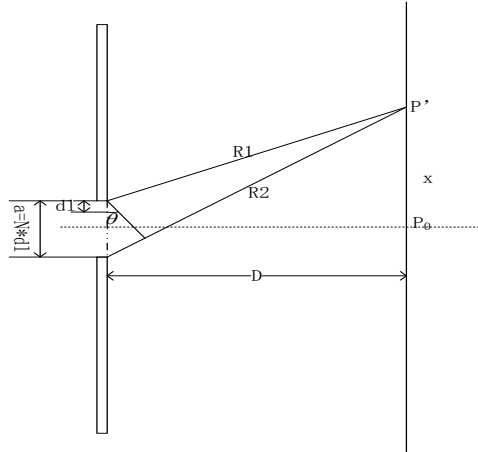


图 8 单缝衍射实验装置

单个光子的方程为：

$$\vec{E} = E_0 \exp[i(kr - \omega t)] \quad (13)$$

由于 N 足够大，因此第 k 份 dl 内各处距 P' 的距离可以看作是一定值，设为 r_k ，则 k 份内的所有光子在 P' 处形成的场为：

$$\vec{E}_k = ndlE_0 \exp[i(kr_k - \omega t)] \quad (14)$$

整个单缝内的光子在 P' 处形成的合电场为：

$$\vec{E}_{\text{合}} = \sum_{k=1}^N E_0 \exp[i(kr_k - \omega t)] ndl \quad (15)$$

当份数足够多时，上式可以转化为积分形式，即

$$\vec{E}_{\text{合}} = n \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} E_0 \exp[i(kr - \omega t)] dx_1 \quad (16)$$

其中 x_1 为单缝处的位置坐标。

当屏距离缝足够远时，可以进行夫琅禾费的近似，即：

$$r = D + \frac{x^2 - x^* x_1}{D} \quad (17)$$

其中 x 为屏上的坐标。将式 (17) 代入式 (16)，得：

$$\begin{aligned}
\vec{E}_{\text{合}} &= nE_0 \exp[i(k(D + \frac{x^2}{D}) - \omega t)] \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} \exp(-ikx_1 x/D) dx_1 \\
&= nE_0 \exp[i(k(D + \frac{x^2}{D}) - \omega t)] * a * \frac{\sin(\frac{kax}{2D})}{\frac{kax}{2D}} \\
&= n\tilde{E}_0 * \frac{\sin \beta}{\beta}
\end{aligned} \tag{18}$$

其中 $\tilde{E}_0 = E_0 \exp[i(k(D + \frac{x^2}{D}) - \omega t)] * a$, $\beta = \frac{kax}{2D} = \frac{\pi ax}{\lambda D} = \frac{\pi a \sin \theta}{\lambda}$, θ 为衍射角。由此可以得到 P' 点处的光强为:

$$I_{P'} = n^2 a^2 E_0^2 \left(\frac{\sin \beta}{\beta} \right)^2 \tag{19}$$

其中 n 的具体形式与式 (2) 相同。得相对光强为:

$$I(x) = \frac{I_{P'}}{I_{P_0}} = \frac{n^2 a^2 E_0^2 \left(\frac{\sin \beta}{\beta} \right)^2}{n_0^2 a^2 E_0^2} = \left(\frac{D^2}{(D^2 + x^2)} \right)^2 \left(\frac{\sin \beta}{\beta} \right)^2 \tag{20}$$

至此, 我们即得到了单缝衍射图样的光强空间分布函数。

衍射图样分析:

当 $x=0$ 时, $\beta = \frac{kax}{2D} = 0$, 此时 $I_{P'}$ 取得最大值, 为中央亮条纹。

当 $\beta = \frac{\pi ax}{\lambda D} = \frac{\pi a \sin \theta}{\lambda} = m\pi$ (m 为不为零的整数) 时, $I_{P'} = 0$, 为暗条纹, 此时满足:

$$x = \frac{mD}{a} \lambda \tag{21}$$

$$\text{或 } \sin \theta = m \frac{\lambda}{a} \tag{22}$$

对式 (22) 两边取微分得:

$$\cos \theta \Delta \theta = \Delta m \frac{\lambda}{a} \tag{23}$$

则相邻暗条纹的角宽度为:

$$\Delta \theta = \frac{\lambda}{a \cos \theta} \approx \frac{\lambda}{a} \tag{24}$$

由式 (24) 可以看出, 单缝越宽, 角宽度越小, 衍射现象越不明显,

而单缝越窄, 光强越小, 光强小到一定程度时无法观测到衍射现象, 因此单缝的缝宽要选取一个合适值。

与双缝干涉的过程相类似, 下面用 matlab 编程来进行验证, 并得到干涉的图样形式。

设入射的光束的波长 (即电磁场旋转一周光子所走得距离) λ 为 632.8nm, 狭缝宽度分别为 0.5mm 和 0.25mm, 狭缝与屏的距离 D 为 2m, 代入方程 (20) 中, 得到的衍射光强分布形式如图 9 所示。

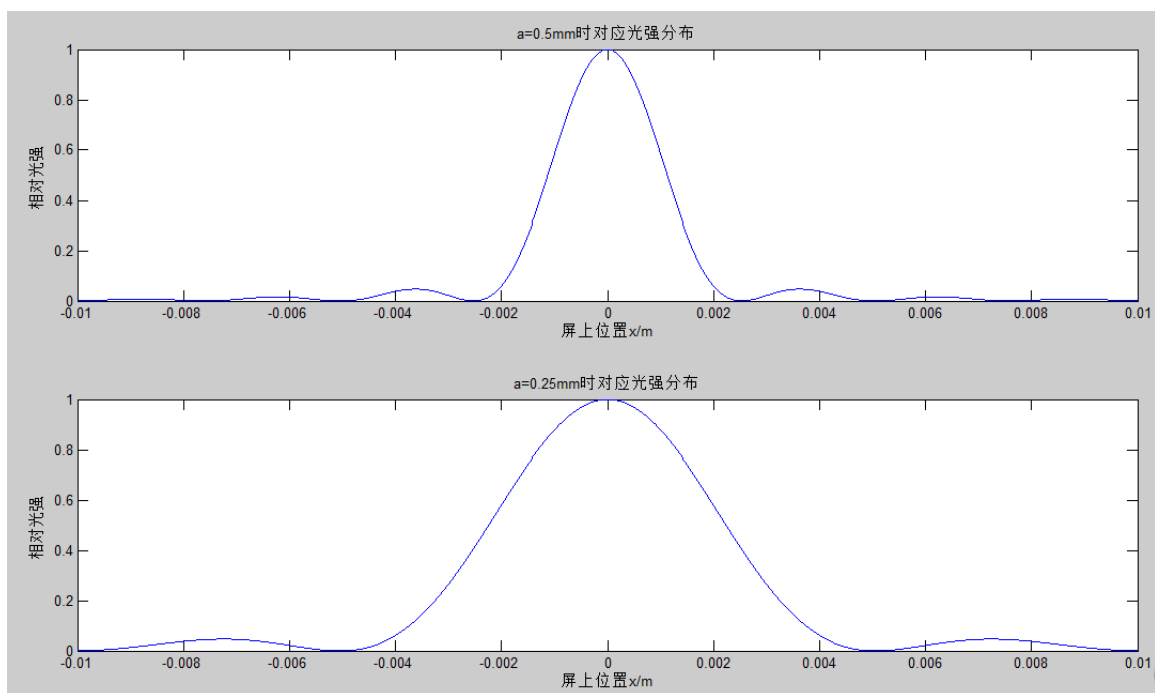


图 9 单缝衍射相对光强

由图 9 可以看出，屏上亮暗条纹的位置与波恩的单缝衍射归一化强度函数图样基本一致，从而定量地验证了光子模型在解释单缝衍射时的正确性。且单缝越宽，衍射图样中央亮条纹的宽度越窄，越不利于发生衍射效应，中央两条纹的宽度与单缝的宽度成反比关系。

将屏上各点的光强转化为灰度，即可得到屏上横坐标在 $[-0.01, 0.01]\text{m}$ ，纵坐标在 $[0, 1]\text{m}$ 内的理论衍射图样，如图 10 所示：

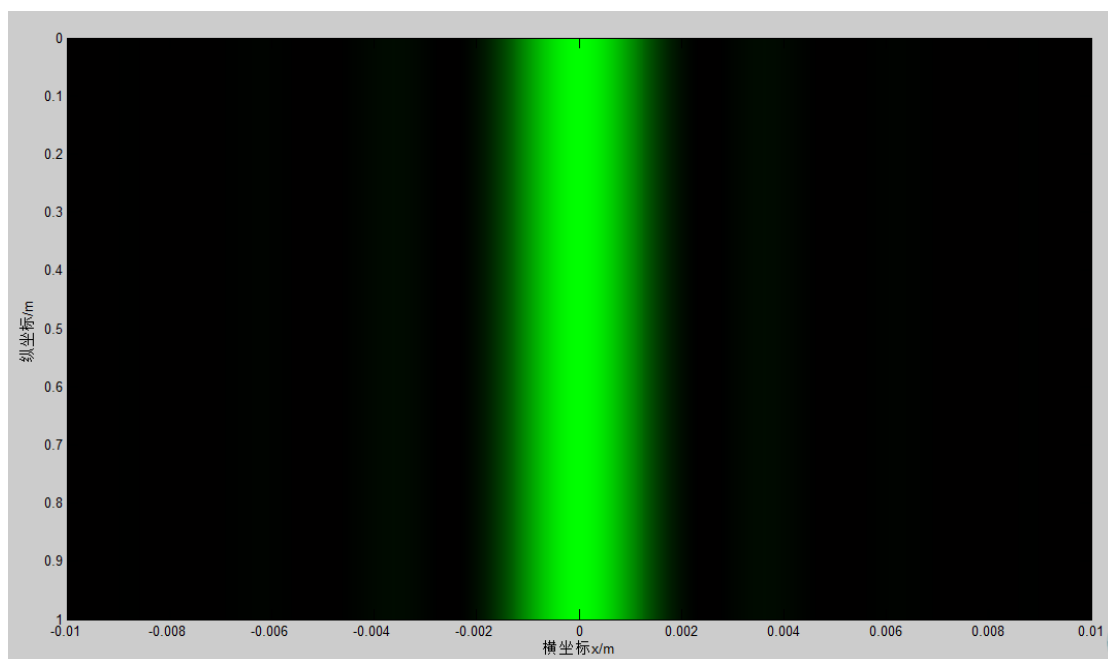


图 10 单缝衍射图样理论分布

6.3.2 等效单缝衍射过程的蒙特卡罗仿真

仍然利用上述 6.2.3.2 内的等效方法,将衍射过程中不同位相的光相互作用导致各处光强不同等效为无相位光子数目的不同,利用式 (20) 中相对光强来描述某一无相位光子撞击到屏上某一位置的概率。

Matlab 的具体仿真过程与双缝干涉类似,实验模拟点数分别设定为 10、100、1000、2000 时,其模拟结果如图 11 所示。

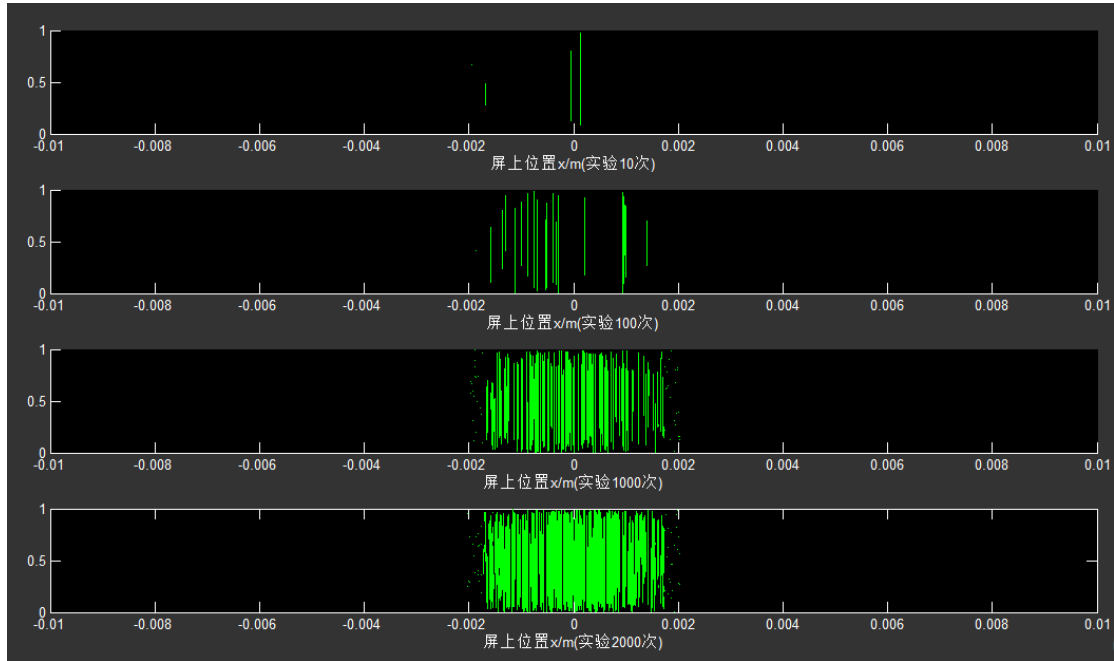


图 11 单缝衍射的蒙特卡罗实验图样

可以看到,实验的结果只是显示出了中央亮条纹,并未得到次级亮条纹,大部分光子均落在主极大范围内,这是因为光子打到主极大外的概率很小,是个小概率事件,在实验次数较少的情况下很难发生^[4],而受限于电脑的计算能力,实验次数很难做的特别大。当实验次数足够大时,即可以观察到次级大处的衍射条纹。

图 11 中的衍射图样主极大的位置、范围等参数与理论的较为一致,进一步验证了题中猜想模型在解释单缝衍射问题中的正确性。

6.3.3 结论分析

上述的单缝衍射模型基于题中猜想的描述单个光子的方程,对单缝处各个光子的方程进行叠加,将离散的求和转化为了积分进行计算,得到了比较好的衍射模型,同时得到了单缝衍射中衍射缝的尺寸以及频率等参数对衍射屏上光强的空间分布形式的具体函数关系,理论计算与仿真模拟得到的结果均与波恩的单缝衍射归一化强度函数一致,定量验证了题中模型在解释衍射问题时的正确性。

6.3.4 模型不足分析

上述单缝衍射模型并没有涉及到光子的尺度对衍射图样的影响,这是因为我们假设光子经双缝壁和光子层的碰撞后射向屏上各个方向的概率是相等的,并没有研究实际的碰撞过程,而光子的尺寸大小会影响实际的碰撞的过程,进而影响射向各个方向的概率因此,后文需要对碰撞过程进行分析,得到光子的尺寸对衍射图样的影响。

6.4 改进的双光束衍射模型

6.4.1 模型的建立

在 6.2 的模型中，将两条缝看成是理想的细缝，即每个缝处的光子到达屏上各个位置时不存在相位差，只有两个缝之间有相位差，忽略了每个单缝的衍射效应，得到的光强分布显然是不精确的。当光子打到双缝上时，每条单缝都要产生自己的衍射，形成各自的一套条纹，屏上总的光强分布应为每条单缝各自光强分布的叠加。光子的衍射过程如图 12 所示。

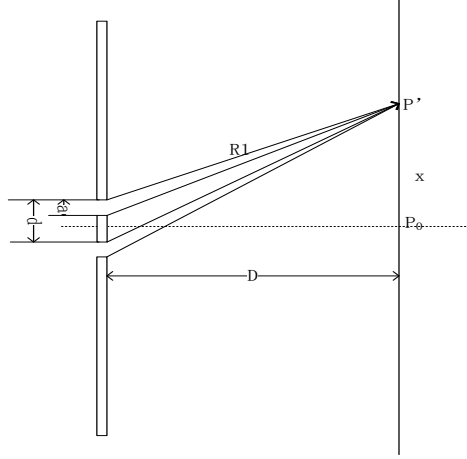


图 12 双缝衍射实验装置

由式 (18) 可知，每条单缝各自的衍射分布为：

$$\vec{E}_{\text{单}} = nE_0 \exp[i(k(D + \frac{x^2}{D}) - \omega t)] \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} \exp(-ikx_1 x/D) dx_1 \quad (25)$$

则两条缝时总的衍射分布为：

$$\begin{aligned} \vec{E}_{\text{合}} &= nE_0 \exp[i(k(D + \frac{x^2}{D}) - \omega t)] \left(\int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} \exp(-ikx_1 x/D) dx_1 + \int_{d-\frac{a}{2}}^{d+\frac{a}{2}} \exp(-ikx_1 x/D) dx_1 \right) \\ &= nE_0 \exp[i(k(D + \frac{x^2}{D}) - \omega t)] \left(\int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} \exp(-ikx_1 x/D) dx_1 + \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} \exp(-ik(x_1 + d)x/D) dx_1 \right) \\ &= naE_0 \exp[i(k(D + \frac{x^2}{D}) - \omega t)] (1 + \exp(-ikdx/D)) \frac{\sin(\frac{kax}{2D})}{\frac{kax}{2D}} \end{aligned} \quad (26)$$

$$\text{令 } \varphi = \frac{kdx}{D} = \frac{2\pi}{\lambda} d \sin \theta, \quad \tilde{E}_0 = E_0 \exp[i(k(D + \frac{x^2}{D}) - \omega t)] * a, \quad \beta = \frac{kax}{2D} = \frac{\pi ax}{\lambda D} = \frac{\pi a \sin \theta}{\lambda},$$

θ 为衍射角。则上式可化为：

$$\vec{E}_{\text{合}} = 2n\tilde{E}_0 * \exp(-i * \frac{\varphi}{2}) * \frac{\sin \beta}{\beta} * \cos \frac{\varphi}{2} \quad (27)$$

由此可以得到 P' 点处的光强为：

$$I_{P'} = 4n^2 a^2 E_0^2 \left(\frac{\sin \beta}{\beta} \right)^2 \cos^2 \frac{\varphi}{2} \quad (28)$$

其中 n 的具体形式与式 (2) 相同。

相对光强为：

$$I(x) = \frac{I_{P'}}{I_{P_0}} = \frac{4n^2 a^2 E_0^2 \left(\frac{\sin \beta}{\beta} \right)^2 \cos^2 \left(\frac{\varphi}{2} \right)}{4n_0^2 a^2 E_0^2} = \left(\frac{D^2}{(D^2 + x^2)} \right)^2 \left(\frac{\sin \beta}{\beta} \right)^2 \cos^2 \left(\frac{\varphi}{2} \right) \quad (29)$$

至此，我们即得到了双缝衍射图样的光强空间分布函数。比较式 (29) 和式 (12)

及式 (20) 发现，式中 $\cos^2 \left(\frac{\varphi}{2} \right)$ 正是前面简易双缝干涉模型的双光束干涉因子，而 $\left(\frac{\sin \beta}{\beta} \right)^2$

正是单缝衍射的衍射因子，双缝衍射因子即为干涉因子与衍射因子的乘积。

双缝衍射的图样分析：

A) 双缝衍射的强度分布

双缝衍射与双缝干涉亮暗条纹的分布一致，当 $\varphi = \frac{kdx}{D} = \frac{2\pi}{\lambda} d \sin \theta = 2m\pi$ (m 为整数)，即 $x = \frac{2\pi n D}{kd} = \frac{2nD}{d} \lambda$ 时，相对光强为 $I_M = \left(\frac{D^2}{(D^2 + x^2)} \right)^2 \left(\frac{\sin \beta}{\beta} \right)^2$ ，此时对应衍射图样亮条纹的位置。

当 $\varphi = \frac{kdx}{D} = \frac{2\pi}{\lambda} d \sin \theta = (2m+1)\pi$ (m 为整数)，即当 $x = \frac{2\pi(2n+1)D}{kd} = \frac{(2n+1)D}{d} \lambda$ 时，相对光强为零，对应暗条纹的位置。亮暗条纹间距为 $\varepsilon = \Delta y = \frac{D}{d} \lambda$ 。即双缝越宽，双缝衍射条纹越不明显。

B) 缺级现象

由于双缝衍射是干涉和衍射的共同作用，当某一干涉极大的位置与衍射极小的位置重合时，则该处无亮条纹显示，即出现缺级现象。此时有：

$$d \sin \theta = m\lambda \quad (m \text{ 为整数})$$

$$a \sin \theta = n\lambda \quad (n \text{ 为不为零的整数})$$

则当 $m = \frac{d}{a} n$ 时，将出现缺级现象。

由上述的分析知，双缝衍射是双缝干涉与单缝衍射叠加的过程，因此可以推出双缝衍射的图样形式也是双缝干涉和单缝衍射图样叠加的形式，下面利用 matlab 编程来得到双缝衍射的具体图样形式。

设入射的光束的波长（即电磁场旋转一周光子所走得距离） λ 为 632.8nm，狭缝与屏的距离 D 为 2m，分别取 $d=2\text{mm}$ ， $a=0.4\text{mm}$ ， 0.2mm 和 $d=1\text{mm}$ ， $a=0.2\text{mm}$ ，代入方程 (29) 中，得到的双缝衍射光强分布形式如图 13 所示。

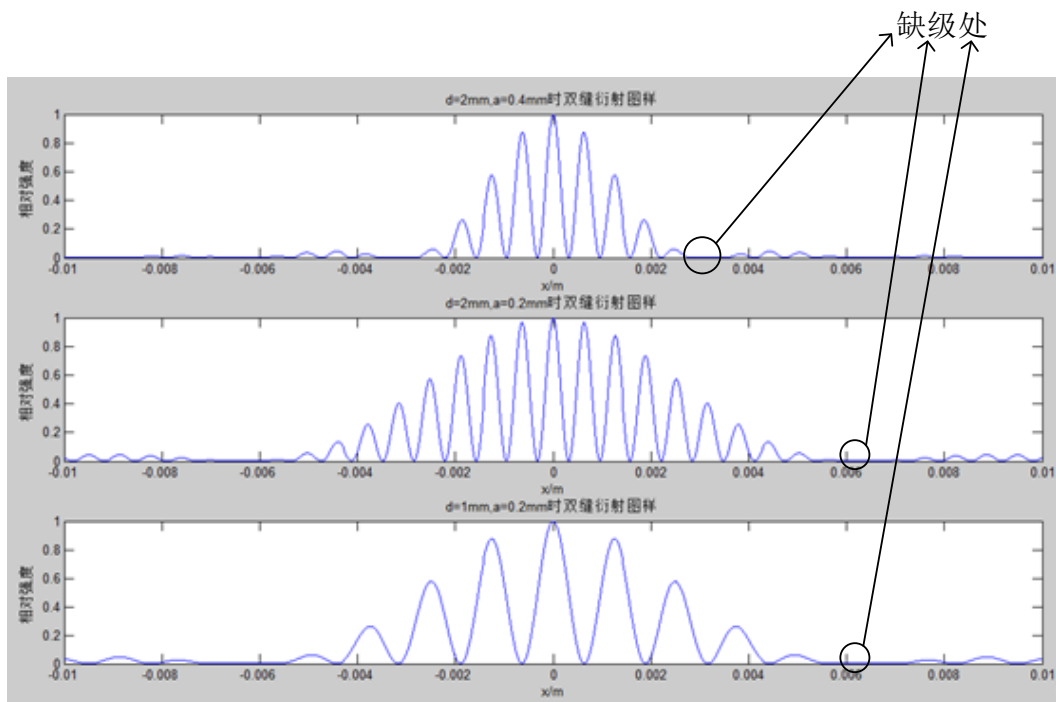


图 13 不同参数的双缝衍射相对光强分布

比较图可以看出，双缝间距会影响屏上的条纹间隔，间距越大，间隔越小。单缝宽度影响图样中央主极大的宽度，单缝越窄，宽度越宽。

屏上亮暗条纹的位置及相对强度大小与波恩的双缝衍射归一化强度函数图样基本一致，从而定量地验证了光子模型在解释双缝衍射时的正确性。

将屏上各点的光强转化为灰度，针对 $d=1\text{mm}$, $a=0.2\text{mm}$ 的情况，取得到屏上横坐标在 $[-0.01, 0.01]\text{m}$ ，纵坐标在 $[0, 1]\text{m}$ 内的理论衍射图样，如图 14 所示：

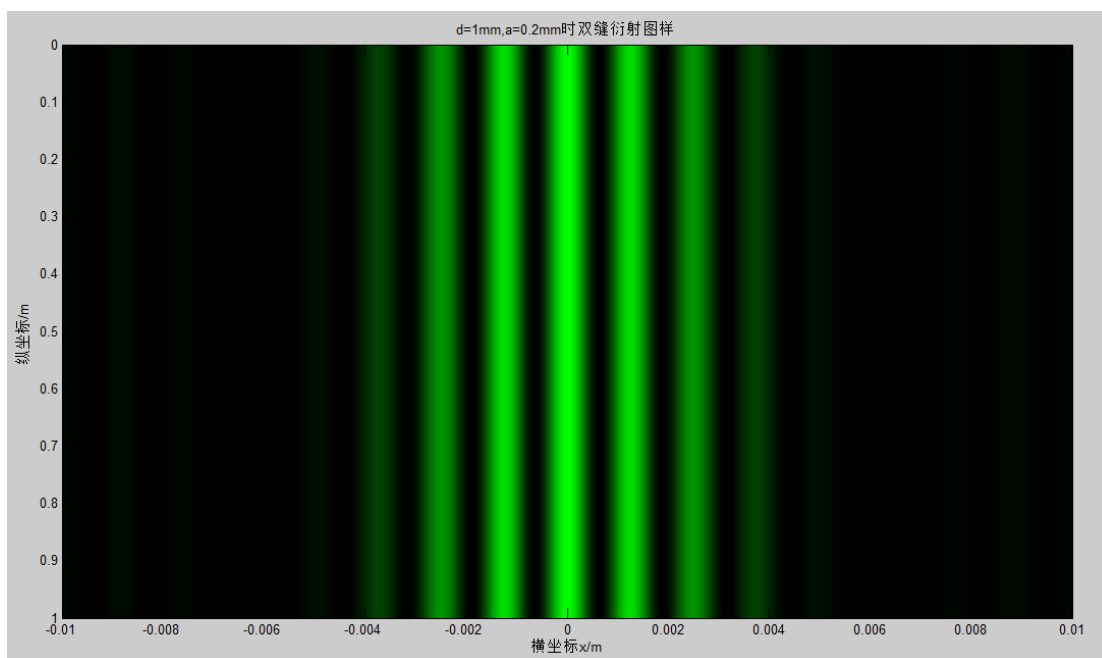


图 14 双缝衍射的理论干涉

6.4.2 等效双缝衍射过程的蒙特卡罗仿真

利用6.2.3.2的等效后,可用式(29)中相对光强来描述某一无相位光子撞击到屏上某一位置的概率。采用与双缝干涉及单缝衍射类似的Matlab的蒙特卡罗仿真过程,实验模拟点数分别设定为10、100、1000、2000时,其模拟结果如图15所示。

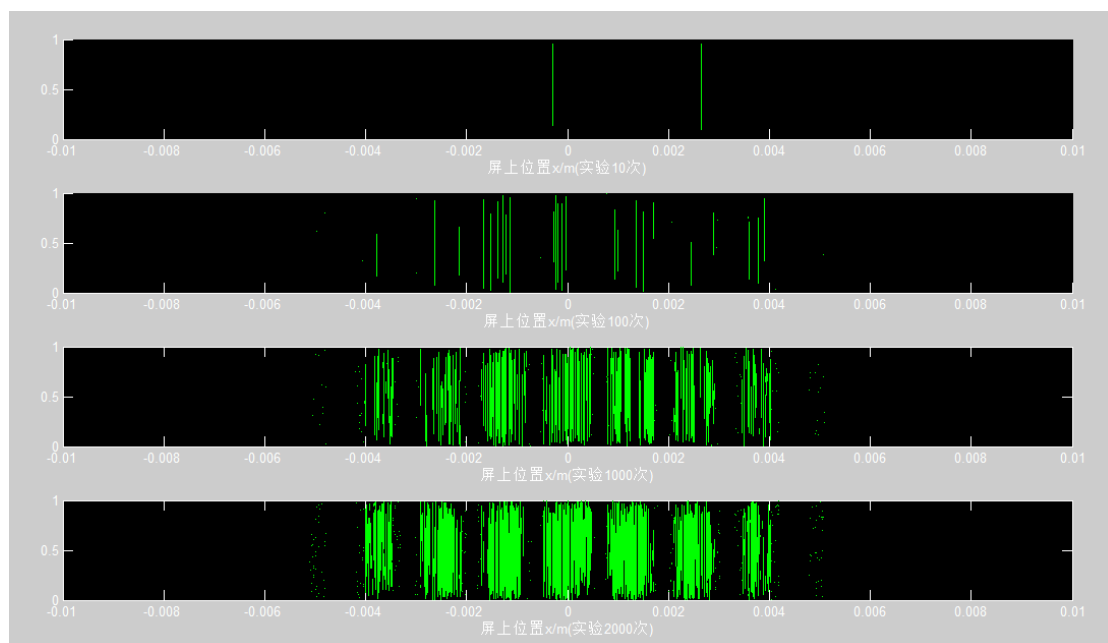


图 15 双缝衍射的蒙特卡罗实验图样

从图15中可以看出,当实验次数较少时,屏上的图样较为随机,当实验次数增加到1000次以上时,双缝衍射的图样与图中的亮暗条纹的位置间隔等均基本一致,进一步验证了猜想模型在解释双缝衍射问题中的正确性。

6.4.3 结论分析

上述的双缝衍射模型基于题中猜想的模型,将双缝衍射过程看成两个单缝各自衍射过程的叠加。得到了较为理想的双缝衍射模型,并分析了双缝衍射中衍射缝的宽度 a 、双缝之间间距 d 以及光子波长等参数对衍射屏上光强的空间分布形式影响,单缝宽度越窄,波长越长,中央主极大的范围越大,双缝越窄,波长越长,亮暗条纹的间隔越大,理论计算与仿真模拟得到的结果均与波恩的双缝衍射归一化强度函数一致,定量验证了题中模型在解释衍射问题时的正确性。

6.4.4 模型不足分析:

上述的双缝衍射模型与单缝衍射模型一样,并没有考虑到光子的尺度对衍射图样的影响,同样需要对碰撞过程进行具体的分析,得到光子的尺寸对衍射图样的影响。

6.5 基于伽尔顿板原理对模型的改进

6.5.1 伽尔顿板法的基本原理

伽尔顿板实验装置图如图16所示,在一块竖直放置的板的上部,规则的钉有许多铁钉,下部用隔板划分为许多等宽度的狭槽,从装置顶上的漏斗中可将小球向下投放。小球每碰到一个铁钉,有两种结果,即向左落下和向右落下,可以用取随机数来模拟这个随机事件。0表示小球向左,1表示小球向右。经过一层层的选择,小球会掉入最底层的槽中。可对槽进行编号,从最左到最右,分别为0, 1, 2, 3…。如果小球经过 n 层,即经 n 次选择落入0号槽中,则该小球每次都是往左,有 $0+0+0+...+0=0$;如果落入1号槽,

则小球有一次往右，有 $1+0+0+\cdots+0=1$ ，由此类推。可以将每次小球的选择加起来，得到的就是它将落入的槽的编号。经过大量实验，就可以得到每个槽中小球的分布，算出小球落到每个槽中的概率。当 n 很大时，即成为了一条分布曲线。当每次倒入的小球总数足够多时，得到的分布曲线将几乎相同^[5]。

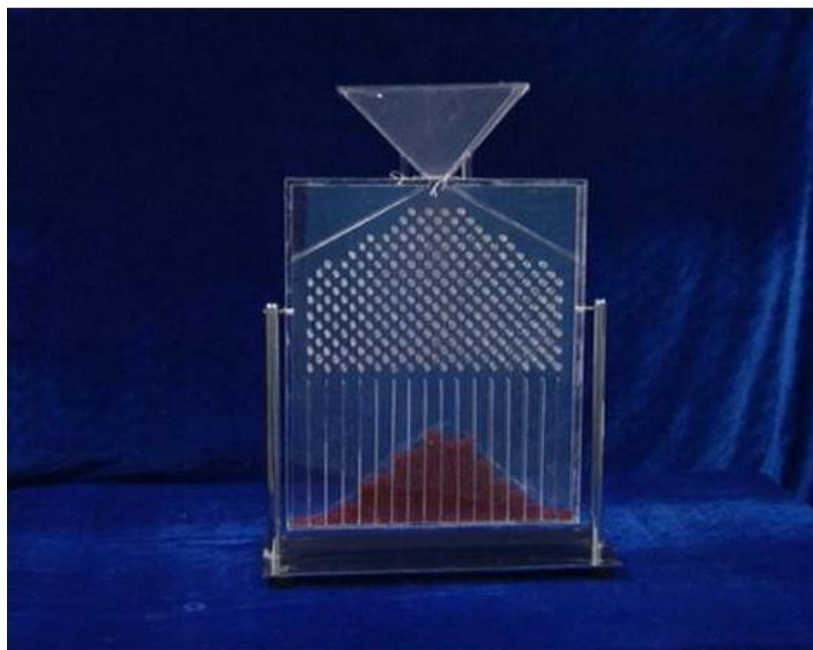


图 16 伽尔顿板装置图

6.5.2 光子碰撞模型的原理

如图16所示，由于在光子尺度下，缝壁已不能视为平面，是一个凹凸不平的曲面，光子碰撞缝壁后会在缝内来回反射，最终从缝中射向光屏。当大量光子射向细缝时，受到缝壁的反射作用，会形成来回反射的过程，且当一部分光子被反射出细缝后，会有另一部分光子加入到来回反射的光子中，因此在任何时刻，总有大量的光子在缝中形成动态的光子层。则光子射向细缝最终出射的过程可以等效为入射光子入射到 n 层的光子层中，经过 n 次碰撞，最终射向光屏的过程，进而利用伽尔顿板原理进行解决。

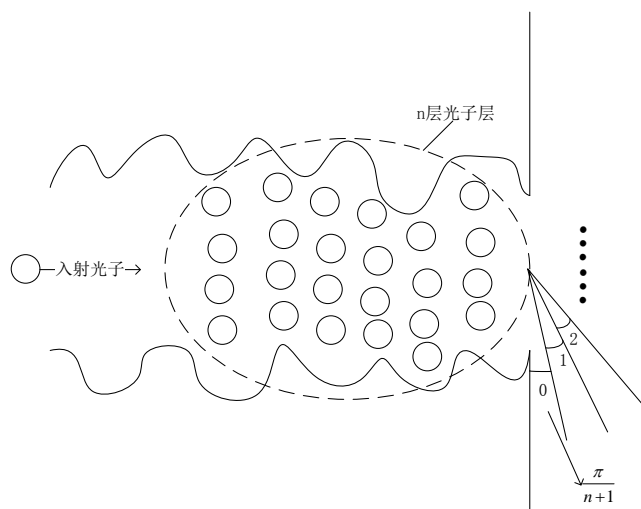


图 17 光子碰撞模型示意图

6.5.3 模型假设:

A) 光子入射到细缝上时很快就形成了稳定的动态光子层。

B) 如图18所示, 光子层中的光子分为有向下速度分量的光子和有向上运动分量的光子两类, 假设入射光子与每一类光子碰撞的概率是相等的, 且每次碰撞引起的入射光子速度方向变化的角度是相等的。

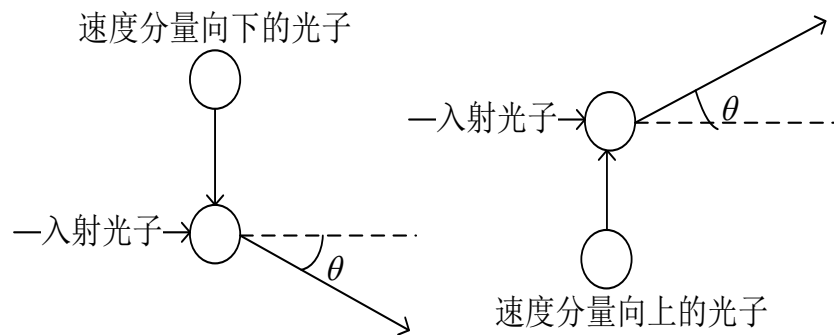


图 18 光子碰撞示意图

C) 假设每个入射光子与每一层光子均有碰撞且只碰撞一次。

6.5.4 仿真方法及原理

仿真的具体过程为:

入射光子被每一光子层中的光子碰撞后有两种情况, 向下偏转 θ 和向上偏转 θ , 当向下偏转时记为0, 向上偏转时记为1, 则可利用随机序列[0,1]来模拟光子的碰撞过程。

光子在经过 n 层光子层的碰撞最终从细缝射出时, 可能射向空间的各个角度, 如图, 将 $[0, \pi]$ 的角度范围平均分为 $n+1$ 份, 每一份的大小为 $\frac{\pi}{n+1}$, 从下往上分别记为分别为

0, 1, 2, 3... n , 将每次光子的选择加起来, 得到的就是它射向某个角度范围的编号。

进行 N 次实验仿真, 则射向某个角度范围的光子数即代表了某一光子射向该角度范围的概率, 即得到了光子出射后射向各个角度的离散型的概率分布,。

利用MATLAB进行曲线拟合, 即可得到光子射向某一角度的连续概率分布。

6.5.5 仿真过程和结果

首先利用rand函数产生 n 个0或1的随机数, 对 n 个随机数求和, 其和为 k , 即表示该光子射向了第 k 份角度范围, 重复进行 N 次实验, 统计射向各个角度范围的光子数。

分别对光子层数为20和200时进行50、500、5000、50000次实验得到的仿真实验结果如图19所示:

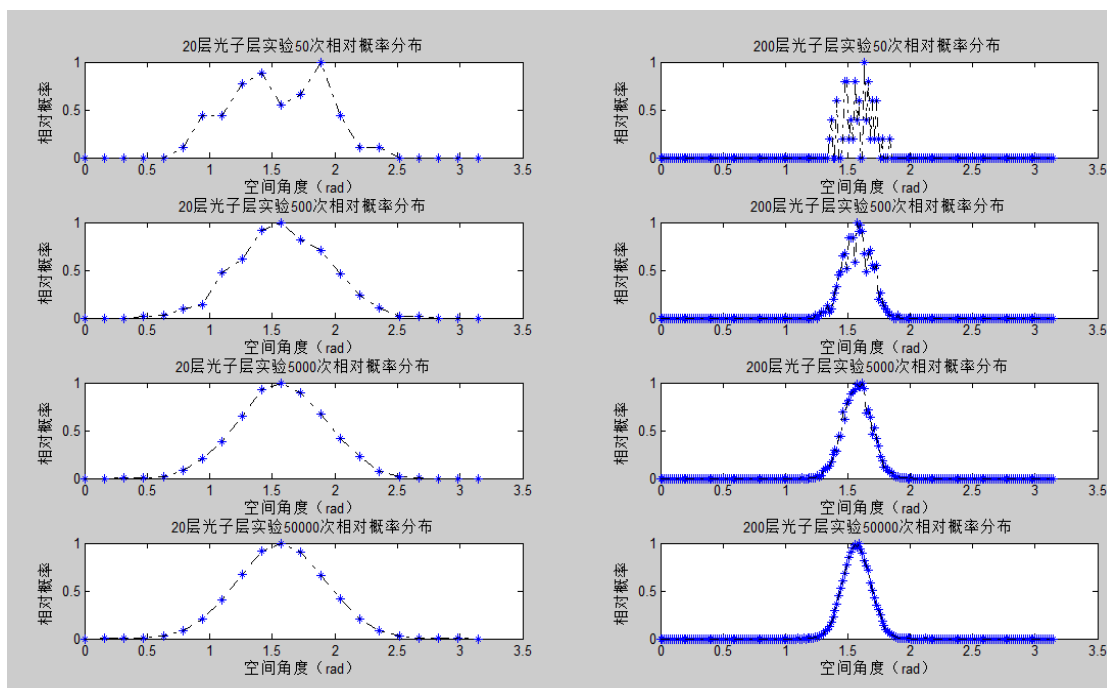


图 19 不同参数下伽尔顿板模拟结果

图中横坐标为空间角度，纵坐标为光子射向屏上各个方向的相对概率，即射向某一位置的概率除以射向与缝中心对应的 P_0 处的概率。

由图19可以看到，当实验次数较少时，光子射向屏上各个方向的概率比较随机，当实验次数比较多时，光子得到的相对概率分布曲线将几乎相同。比较光子层数分别为20和200的相对概率分布，可以看出，光子层数越多，入射光子被碰撞后射向屏上中间位置的概率越大。可以推测，当光子层数趋向于无穷多时，入射光子将接近百分之百的概率射向屏上的中间位置，即入射光子以直线传播到屏上，此时正态分布的方差将趋向于零。

针对20层光子数进行50000次实验的实验结果进行曲线拟合：

取拟合函数的形式为 $f(x) = a1 \exp(-(\frac{x-b1}{c1})^2)$ ，拟合的图像如图所示：

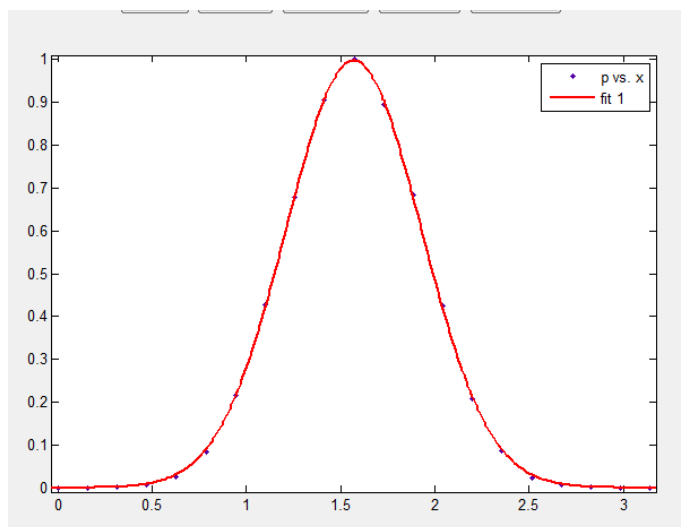


图 20 相对概率拟合曲线

拟合后的系数为 $a_1=0.9976, b_1=1.569, c_1=0.5065$ ，由此，即得到了层数为20层时光子射向各个空间角度的相对概率函数为：

$$f(x) = 0.9976 \exp\left(-\left(\frac{x-1.569}{0.5065}\right)^2\right)$$

6.5.6 对光子层数与相对概率有效宽度的关系的定量分析

由图19可以看出，光子的层数越多，光子的相对概率分布形式越尖锐，定义相对概率大于0.5对应的空间角度范围为相对概率有效宽度，光子的层数由100取到1000，间隔为100，仿真得到对应的相对概率有效宽度见表1：

表1 不同光子层数对应的有效宽度

光子层数 (百层)	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
有效宽度 (rad)	0.377	0.251	0.211	0.181	0.173	0.157	0.147	0.111	0.100	0.079

经比较，3次多项式可以较好的拟合两者的函数关系，拟合结果如图21所示：

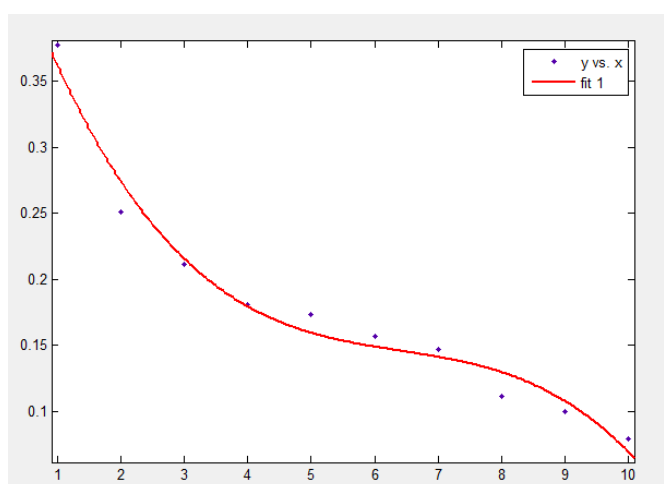


图 21 层数与有效宽度拟合图

则有效宽度 r 与光子层数 n （百层）的关系为：

$$r = -0.0011n^3 + 0.0212n^2 - 0.1438n + 0.4859 \quad (30)$$

说明：由于拟合的数据为1~10百层对应的有效宽度，因此得到的量化关系也仅在此范围内适用，在其他范围使用会有很大误差。但研究方法是一致的，其他范围内仍可利用实验得到数据进行拟合得到对应范围内的函数关系。

6.5.7 光子尺度对衍射效应的影响的分析

对于相同厚度的细缝，光子尺度越大时与光子层数成反比，即有

$$l = d_{\text{光}} * n$$

由6.5.6的分析得，光子层数越多，其相对概率分布越尖锐，反映到光子尺度上，即光子的尺度越小，光子射向屏上各处的位置越集中，从而导致更多的光子集中在中央条纹处，次级条纹的亮度更低，更难观察到衍射条纹。

另一方面，对于同一种尺寸的光子，细缝的厚度越厚，光子的层数就越多，越不利于衍射条纹的观察。因此，在进行衍射实验时应该采用较薄的细缝。

6.5.8 对于干涉衍射图样的进一步优化

由上述的分析知，光子通过狭缝 O，向空间发射光子，其角空间分布函数为

$$f(\theta) = a_1 e^{-\left(\frac{\theta}{c_1}\right)^2} \quad (31)$$

干涉衍射实验中 $D \gg x$ ，所以可以认为 O 点发射的光子在屏上的分布为

$$f(x) = a_1 e^{-\left(\frac{x}{Dc_1}\right)^2} \quad (32)$$

A) 双缝干涉条纹

两双缝光源 A、B 分别向空间发射光子，其空间分布为正态分布，则由上面分析知，A、B 光源各自发射的光子在屏上形成的光子数分布为：

$$f_A(x) = a_1 e^{-\left(\frac{x-x_A}{Dc_1}\right)^2} \quad (33)$$

$$f_B(x) = a_1 e^{-\left(\frac{x-x_B}{Dc_1}\right)^2} \quad (34)$$

设 A、B 各发出 n 个光子，则由 A、B 光源发出到屏上 x 处光子数分别为：

$$n_A = n f_A(x)$$

$$n_B = n f_B(x)$$

则屏上 x 处光子总电场振幅为：

$$E(x) = n f_A(x) E_0 e^{ikr_A} + n f_B(x) E_0 e^{ikr_B} \quad (35)$$

光强为：

$$I(x) = |E(x)|^2 = n^2 E_0^2 \left[f_A^2(x) + f_B^2(x) + 2 f_A(x) f_B(x) \cos k(r_A - r_B) \right] \quad (36)$$

取 $x=0$ ，得：

$$I(0) = n^2 E_0^2 \left[f_A^2(0) + f_B^2(0) + 2 f_A(0) f_B(0) \right] = n^2 E_0^2 \left[f_A(0) + f_B(0) \right]^2 \quad (37)$$

于是归一化光强为：

$$\bar{I} = \frac{I(x)}{I(0)} = \frac{f_A^2(x) + f_B^2(x) + 2 f_A(x) f_B(x) \cos k(r_A - r_B)}{\left[f_A(0) + f_B(0) \right]^2} \quad (38)$$

设两缝间距为 d 且位置对称，则：

$$x_A = -x_B = \frac{d}{2}, \quad r_A - r_B \approx \frac{xd}{D}$$

$$\bar{I} = \frac{f_A^2(x) + f_B^2(x) + 2 f_A(x) f_B(x) \cos \frac{kd}{D} x}{\left[f_A(0) + f_B(0) \right]^2} \quad (39)$$

由于 $D \gg x$ ，整个干涉条纹对 A、B 中点张角远小于 A、B 发射光子正态分布的角宽度，所以有

$$f_A(x) \approx f_B(x) \approx f_O(0), \quad f_A(0) \approx f_B(0) \approx f_O(0)$$

$f_O(x)$ 为 O 点发射光子在屏上分布。于是

$$\bar{I} = \frac{f_O^2(0) + f_O^2(0) + 2f_O(0)f_O(0)\cos\frac{kd}{D}x}{[f_O(0) + f_O(0)]^2} = \frac{1 + \cos(\frac{kd}{D}x)}{2} = \cos^2(\frac{kd}{2D}x) \quad (40)$$

此时等价于 A、B 均匀发射光子情况。

图 22 是未引进正态分布与引进后的屏中间附近条纹相对光强图，可见屏中间附近两种情况条纹光强几乎无变化，说明讨论屏中间附近条纹时，认为 A、B 光源向各个方向均匀发射光子是有一定合理性的。

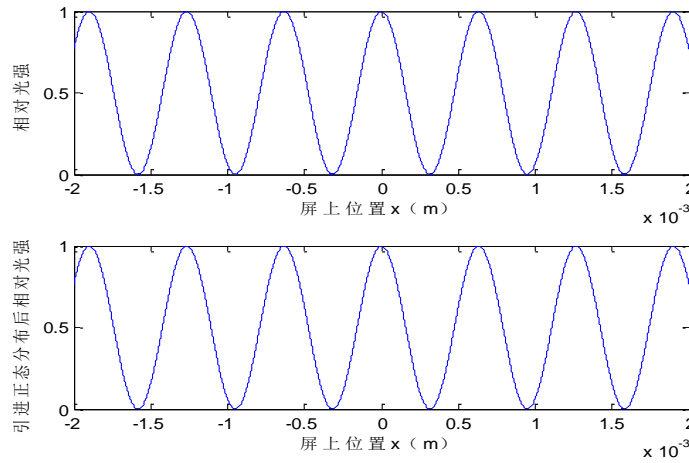


图 22 引入正态分布后相对光强的变化

图 23 是引进正态分布后，在屏上大尺度范围内条纹的相对光强图，可见由于 A、B 光源按正态分布向空间出射光子，干涉条纹出现了调制现象，但调制很小很慢，在 P_0 点附近处引起的相对光强变化很小。

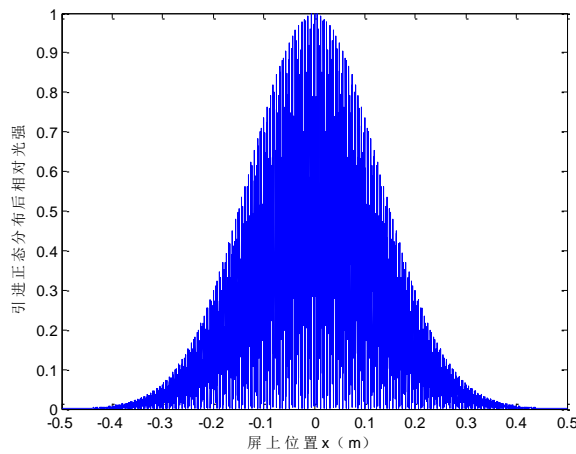


图 23 引入正态调制后的相对光强分布

B) 单缝衍射

由前面单缝衍射的分析，类似上面分布函数的引入，把单元光源按正态分布向空间发射光子来看，单缝衍射在屏上得到的归一化光强为

$$\bar{I}(x) = \frac{\left[\int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} f(x, x_1) e^{-ikcx_1/f} dx_1 \right]^2}{f^2(0, x_1)} \quad (41)$$

其中 $f(x, x_1) = a_1 e^{-\frac{(x-x_1)^2}{Dc_1}}$ 。同样由于 $D \gg x$ ，整个干涉条纹对 A、B 中点张角远小于 A、B 发射光子正态分布的角宽度，有 $f(x, x_1) \approx f(x, 0) \approx f(0, 0)$ ，所以

$$\bar{I}(x) \approx \left(\frac{\sin \alpha}{\alpha} \right)^2$$

其中 $\alpha = \frac{kax}{2f}$ 。

C) 多缝干涉

参考前面多缝干涉和上面分布函数的引入，易得多缝干涉归一化光强仍可近似看为：

$$\bar{I}(x) \approx \left(\frac{\sin \alpha}{\alpha} \right)^2 \left(\frac{\sin \frac{N\varphi}{2}}{\sin \frac{\varphi}{2}} \right)^2 \quad (42)$$

其中 $\alpha = \frac{kax}{2f}$ ， $\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} d \sin \theta$ 。

6.6 偏振现象的解释

猜想二中线性偏振光是左旋偏振光和右旋偏振光组合而成的光子对，其合成电场振动方向固定且由左旋偏振光和右旋偏振光旋转平均相位决定，振幅按正弦规律变化。现在说明自然光通过偏振片的过程。

光通过偏振片的过程是，各种不同相位（亦即振动方向）光子对，在同时与偏振片碰撞时，各种振动方向的线性偏振光子对会重新组合，产生平行于和垂直于偏振片光轴的光子对。其中平行于偏振片光轴的光子对能够通过偏振片，而垂直于偏振片光轴的光子对则被偏振镜阻挡，由此大约50%的光线可以通过偏振镜片。这种情况仍然符合能量、动量、角动量守恒定律。

如图24所示，以电场表示的右旋光子a和左旋光子a'组成一线性偏振光子对，b和b'组成另一线性偏振光子对，当它们和偏振片相碰时，a'和b重新组合成新的线性偏振光子对，且该线偏振光子对，偏振方向平行于偏振片的光轴方向，因而通过偏振片。而a和b'重新组合成的线偏振光子对，其偏振方向垂直于光轴方向，被阻挡不能通过。这样4个光子与偏振片作用，只有两个光子通过，故透过率为二分之一。

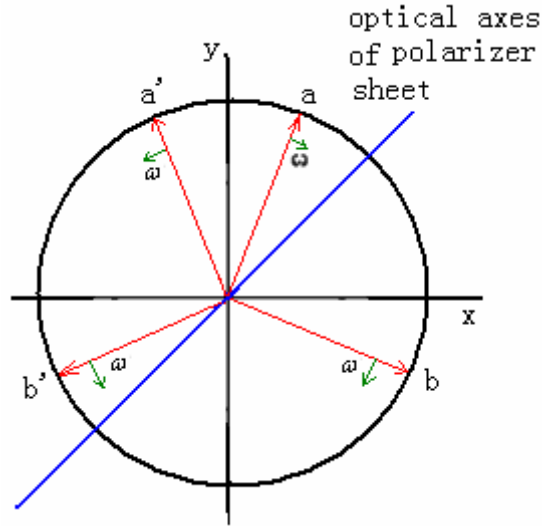


图 24 光子偏振过程

由于自然光是由所有振动方向的线偏振光子对组成的光子群，该光子群各个振动方向的光子数相等，所以任一偏振方向、任意振动相位的线偏振光子对，几乎都能找到对应的线偏振光子对，使得重新组合为平行和垂直光轴的线偏振光子对，所以自然光通过偏振片，透过率为二分之一，且透过的光为偏振方向平行于光轴的线偏振光。

7. 光子结构新的猜想

7.1 新的结构模型假设

1) 光子由部分电荷 $\frac{1}{2}\epsilon^-$ 和 $\frac{1}{2}\epsilon^+$ 构成，此处的 $\frac{1}{2}\epsilon^-$ ， $\frac{1}{2}\epsilon^+$ 和龚院士所猜想的完全相同，我们用 q^- 和 q^+ 分别代表 $\frac{1}{2}\epsilon^-$ 和 $\frac{1}{2}\epsilon^+$ 。

2) 在光子的特定尺度范围内， q^- 和 q^+ 之间除了库伦引力，还存在一种未知的强斥力。这种强斥力随距离的变化比库伦引力快，当 q^- 和 q^+ 之间距离较近时，这种强斥力的大小比库伦引力大， q^- 和 q^+ 彼此远离；在 q^- 和 q^+ 彼此远离的过程中，这种强斥力迅速衰减，超过某一位置，将小于库伦引力。本文假设这种强斥力是最简单的形式^[6]：

$$F = \frac{k_0 \phi(q_1 q_2)}{f(r^n)} \quad (k_0 \text{ 为系数, } n > 2) \quad (43)$$

而且这种强斥力只在和光子同一尺度的很小的距离内才能发生作用，超过此特定距离则基本不起作用。所以 q^- 和 q^+ 之间的距离是周期性的伸缩，而且 q^- 和 q^+ 之间的总的内力在相互吸引和相互排斥之间周期性变化，类似于两端连接小球的弹簧谐振子的拉伸和压缩状态。当然这种振动的幅度与光子尺寸相比是相当小的。

3) 光子的频率即是 q^- 和 q^+ 周期性伸缩的频率 ν ，光子的能量是 $h\nu$

4) q^- 和 q^+ 以两者之间的连线为“轴线”旋转，只有右旋和左旋两种状态，因此具有不变的自旋角动量 \hbar ，是光子的固有性质。

5) 光子的前进方向与它的“轴线”垂直，与矢量 \vec{E} ， \vec{H} 之间符合Poynting定理。

6) 偏振光，就是光束中的光子的“轴线”都平行；前进方向相同的偏振光束，偏振方向的夹角就是光子“轴线”的夹角

7) 当一个右旋光子和一个左旋光子“轴线”平行，前进方向完全相同，则发生未知性质的耦合。如果相位完全相同，则相干加强；相位完全相反，则湮灭^[7]。

光子的结构如图25所示：

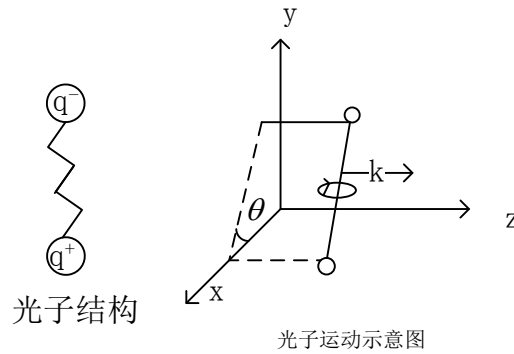


图 25 光子结构及运动方式示意图

8) 由于 q^- 和 q^+ 之间的距离是周期性的伸缩，所以光子的电磁场也存在周期性的变化，采用电场矢量 \vec{E} 表示光子，可以写成正弦的数学形式

$$E(t) = \vec{e}_z (\vec{e}_x + \tan \theta \vec{e}_y) E_0 \cos(\omega t + \phi) \quad (44)$$

7.2. 对单缝衍射，双缝干涉，偏振的解释

本文猜想的新结构中，光子仍然是一种具有位相的粒子，所以前文模型对光子通过狭缝后空间分布的仿真结果仍然适用。且新结构光子仍然可以用以平面波的场方程来描述，因此新结构光子通过狭缝后在感光屏上的相对强度分布和题目中的两种猜想几乎完全相同，就可以解释衍射干涉现象。

由于用于衍射和干涉的都是相干光，光子“轴线”平行，前进方向完全相同。所以对于衍射，当到达感光屏上某一区域的左旋光子和右旋光子间的光程差为波长的整数倍时，将发生相干加强，表现为亮区域；光程差为半波长的奇数倍时，发生湮灭，表现为暗区域，形成衍射条纹。而亮条纹的光强则由该区域的光子数决定。

对于干涉，感光屏上的光子密度分布是通过每条单缝的光子分布的叠加。同样，当到达感光屏上某一区域的左旋光子和右旋光子间的光程差为波长的整数倍时，将发生相干加强；光程差为半波长的奇数倍时，发生湮灭，产生明暗相间的干涉条纹。条纹光强与该区域的总的光子数密度有关，前文模型已经仿真出结果。

7.3 该模型的优点

A) 光子以自身“轴线”为轴旋转，具有稳定的角动量 \hbar ，不会受到外界作用而改变，与光子具有自旋角动量的固有性质相符。而题中的两种猜想，如果光子频率变化，

则旋转速度变化,或许将使光子角动量不再为 \hbar 。

B) 由于组成光子的正负电荷质量相等,根据一般的对称性理论,不会出现一个电荷围绕另一个旋转的情况。新的结构正负电荷地位完全对等,和对称性理论符合较好。

C) 新模型能较简单地解释偏振光,线偏振光实际就是所有光子“轴线”都平行。自然光就是光子“轴线”在空间指向上随机分布。

8. 模型评价及改进

优点:

1、从光子的结构猜想出发,将光子看作是一有相位的粒子,建立了双缝干涉和衍射的定量模型,与传统结果符合很好;

2、将原本各个位置处光子数目相同,但相位不同导致光强不同的问题,巧妙地等效为各个位置处无位相光子数目的不同而导致光强不同的问题。在此基础上进行了蒙特卡罗仿真实验,取得了较好的结果;

3、采用伽尔顿板模拟入射光子的入射过程,较好地解释了光子尺度对干涉衍射的影响,并对原来的衍射图样进行了修正。

4、提出了新的光子结构模型,在定量解释各种光学现象的同时,可以更好地解释光子具有稳定的、不受外界干扰的自旋角动量这一问题

缺点:

1、但由于时间仓促,对干涉只仿真了双缝,未仿真出多缝干涉的次极大等特征。

2、对光子与狭缝相互作用过程尚缺乏清晰的认识,在伽尔顿板的模型假设中也缺乏一定的理论基础。

3、未就更多光学现象进行定量建模仿真。

这些都是值得我们改进的地方。

9. 参考文献

- [1]石顺祥,张海兴,刘劲松,物理光学与应用光学,西安:西安电子科技大学出版社,2000:144-148.
- [2]M. 玻恩,E. 沃耳夫,著.光学原理:上册[M]7版.杨葭荪等译.北京:电子工业出版社,2005:374.
- [3]冯翠菊,张晓燕.光干涉实验的计算机模拟[J].河北北方学院学报,2008,24(2):13—15.
- [4]张波涛等.多缝衍射的计算机模拟演示[J].大学物理,19(2):32,2000.
- [5]彭芳麟.伽尔顿板实验的计算机模拟[J].大学物理,2005(1):45-58,2005.
- [6]许弟余,焦善庆,龚自正,等.夸克、轻子的广义旋量及形变振荡量子[J].西南大学学报:自然科学版,29(9):42-46,2007.
- [7]焦善庆.轻子结构模型和夸克—轻子对称[J].西南师范学院学报,9(4):30—40,1984.